

ՏՆՈՑ 300384

Է

**ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ**  
**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

---

---

ЕФИ-507(50)-81

Н.З.АКОПОВ, С.С.ДАНАГ՝ԼԻԱՆ, А.А.ОГАНԵՏԻԱՆ,  
Ж.В.ПЕТРОСԻԱՆ

РАСЧЕТ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ  
В ПРОБЕЖНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ-ПОЛЯРИМЕТРЕ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ԵՐԵՎԱՆ

BM-507(50)-81

N.Z.AKOPOV, S.S.DANAGULYAN, A.A.OGANESYAN,  
ZH.V.PETROSYAN

CALCULATION OF PROTON ENERGY SPECTRA  
BY MONTE CARLO METHOD IN RANGE SPECTROMETER-POLARIMETER

The calculation of proton energy spectra is carried out by the Monte Carlo method in range spectrometer-polarimeter for the experiment on measuring the  $F_{xz}$  -component of the recoil protons polarization vector in the reaction  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  at  $\theta_{\pi^0}^* = 60^\circ$ . The mean values of proton energies and their dispersion in the range counters of spectrometer and scattering carbonic plates of polarimeter are obtained.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981

УДК.518; 539.172.3

Н.З.АКОПОВ, С.С.ДАНАГУЛЯН, А.А.ОГАНЕСЯН,  
Ж.В.ПЕТРОСЯН

РАСЧЕТ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ  
ПРОТОНОВ В ПРОБЕЖНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ-ПОЛЯРИМЕТРЕ

Для эксперимента по измерению  $P_{xz}$  -составляющей вектора поляризации протонов отдачи в реакции  $\chi p \rightarrow p\pi^0$  при  $\theta_{\pi^0}^* = 60^\circ$  проведен расчет по методу Монте-Карло энергетических спектров протонов в пробжном спектрометре-поляриметре. Получены средние значения энергий протонов и их дисперсии в пробжных счетчиках спектрометра и в рассеивающих углеродных пластинках поляриметра.

Ереванский физический институт

Ереван 1981

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЭФИ-507(50)-81

Н.З.АКОПОВ, С.С.ДАНАГУЛЯН, А.А.ОГАНЕСЯН,  
М.В.ПЕТРОСЯН

РАСЧЕТ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ  
ПРОТОНОВ В ПРОБЕЖНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ-ПОЛЯРИМЕТРЕ

Ереван 1981

© *Ереванский физический институт, 1984*

В настоящее время для реакций фоторождения мезонов в резонансной области энергий интенсивно проводятся двойные поляризационные эксперименты (ДПЭ). Необходимость выполнения этих экспериментов обусловлена, с одной стороны, тем, что только с помощью ДПЭ становится возможным осуществление "полного опыта", который позволяет однозначно определить независимые спиральные амплитуды для реакции  $\chi N \rightarrow N\pi$ , с другой стороны, возрастает научная ценность теоретического анализа (до осуществления "полного опыта"), поскольку в настоящее время этот анализ проводится в основном используя результаты одиночных поляризационных экспериментов.

Расчет, приводимый в настоящей работе, посвящен двойному поляризационному эксперименту по измерению зависимости  $R_{\chi z}$  - составляющей вектора поляризации протонов отдачи в реакции  $\chi p \rightarrow p\pi^0$  от энергии линейно поляризованных  $\chi$  -квантов. Плоскость поляризации  $\chi$  -квантов составляет к плоскости реакции угол  $45^\circ$ . Измерения проводились для угла рождения  $\pi^0$  -мезона в СЦМ, равного  $60^\circ$ , и области энергии  $\chi$  -квантов (0,80-1,50) ГэВ.

Основная задача расчета Монте-Карло заключается в нахождении энергетических спектров протонов при их рассеянии в углеродных пластинках  $Y_j$  поляриметра и остановке в пробных счетчиках  $R_k$  ( $j, k = 1, 2, 3, 4$ ). Полученные спектры позволяют определить среднюю энергию протонов и их дисперсии в  $Y_j$  и  $R_k$ . Набор значений  $\bar{T}_{Y_j}$ ,  $\sigma(T_{Y_j})$ ,  $\bar{T}_{R_k}$ ,  $\sigma(T_{R_k})$  необходим для нахождения величины поляризации протонов в реакции  $\chi p \rightarrow p \pi^0$ .

Проводимый расчет Монте-Карло позволяет также убедиться в правильности выбранных кинематических областей исследуемой реакции  $\chi p \rightarrow p \pi^0$ ; выбрать энергию, соответствующую максимуму в распределении числа  $\chi$ -квантов тормозного спектра; определить нижнюю границу области энергий регистрируемых фотонов от распада  $\pi^0$ -мезона и т.д.

#### Экспериментальная установка

Схематически экспериментальная установка изображена на рис. I. Она состоит из двух плеч, которые предназначены для регистрации протонов отдачи в совпадении с фотонами от распада  $\pi^0$ -мезонов. Регистрация фотонов проводится с помощью спектрометра полного поглощения на основе кристаллов  $NaI(Tl)$ , состоящего из 16 модулей прямоугольной формы с размерами (130 x 130 x 300) мм<sup>3</sup>. Для исключения фона заряженных частиц перед спектрометром устанавливаются пять сцинтилляционных счетчиков ( $\bar{A}_1, \dots, \bar{A}_5$ ). Расстояние от входного окна спектрометра до центра жидководородной мишени (ЖВМ) составляет 150 см. Протонное плечо состоит из пробного спектрометра, поляриметра и координатных детекторов. Пробный спектрометр, предназначенный для определения кинетической энергии протонов, используя связь энер-

гия - пробег, состоит из четырех сцинтилляционных счетчиков ( $R_1, \dots, R_4$ ) и поглотителей ( $\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Upsilon_4$ ). Нижний предел энергетической области регистрируемых протонов определяется суммарной толщиной сцинтилляторов  $S_{1,2}$  - счетчиков и  $\Upsilon_{1,2,3}$  - углеродных пластинок. Аналогичным образом определяется верхний предел области с помощью  $\bar{C}$  -счетчика. Апертурные счетчики  $C_1$  и  $C_2$  одновременно являются ( $dE/dx$ ) -счетчиками, которые позволяют отделить протоны от  $\pi^\pm$  -мезонов.  $C_1$  -счетчик, поперечные размеры которого ( $7 \times 20$ ) см<sup>2</sup>, отстоит от центра ЖВМ на 80 см. Между счетчиками  $C_1$  и  $C_2$  расположены координатные детекторы - 10 однокоординатных ( $X, Y$ ) проволочных искровых камер, позволяющих находить траекторию протона, т.е. определить  $\Theta_{\text{пр}}, \varphi_{\text{пр}}$  - углы. Поляриметр представляет из себя чередующуюся систему углеродных пластинок и расположенных непосредственно за ними проволочных искровых камер. Полярные и азимутальные углы ( $\Theta_{\text{пр}'}, \varphi_{\text{пр}'}$ ) рассеянных в углеродных пластинках протонов определяются этими камерами. Суммарная толщина углеродных рассеивателей составляет 87 мм.

Жидководородная мишень имеет цилиндрическую форму (диаметр 5 см, высота 10 см), по оси которой падает пучок  $\gamma$  -квантов сечением ( $10 \times 10$ ) мм<sup>2</sup>.

Экспериментальная установка позволяет для выделенного события ( $p\pi^0$ ) определить шесть величин для протона отдачи -  $\Theta_{\text{пр}}, \varphi_{\text{пр}}, \Theta_{\text{пр}'}, \varphi_{\text{пр}'}, R_k, \Upsilon_j$  - где  $R_k$  -номер пробежного счетчика, а  $\Upsilon_j$  -номер рассеивателя. Используя энергетические спектры протонов для  $R_k$  и  $\Upsilon_j$ , полученные расчетом Монте-Карло, можно для отобранной статистики, т.е. случаев рассеяния протонов в области углов  $5^\circ + 15^\circ$ , получить зависимость  $R_{\chi_2}^{45^\circ}$  -составляю-

щей вектора поляризации протонов от энергии  $\gamma$  -квантов. Определение величины поляризации протонов производится методом максимального правдоподобия.

#### Схема расчета.

Расчет проводится в следующем порядке:

1. Разыгрывается энергия  $\gamma$  -кванта в области  $\Delta E_\gamma = (0,8 + 1,5)$  ГэВ по распределению, представляющему собой произведение распределения числа  $\gamma$  -квантов квазимонохроматического спектра [1] и дифференциального сечения реакции  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  от энергии  $E_\gamma$  [2].

2. Разыгрываются равномерно координаты точки взаимодействия  $(X, Y, Z)_i$  в объеме пересечения  $\gamma$  -пучка с мишенью.

3. Разыгрывается равномерно косинус полярного угла вылета протона  $\cos \theta_{\gamma p}^i$  в области  $[\theta_1, \theta_2]$ , где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  граничные значения углов охвата установкой, равные  $\theta_1 = \bar{\theta}_{\gamma p} - 3^\circ$  и  $\theta_2 = \bar{\theta}_{\gamma p} + 3^\circ$ , соответственно.

4. Разыгрывается равномерно азимутальный угол  $\varphi_{p\pi^0}^i$  в области  $\Delta \varphi_{p\pi^0} = \pm 5^\circ$  охватываемый установкой.

5. Проверяется прохождение протона через  $C_1, C_2$  - апертурные счетчики.

6. Вычисляются необходимые кинематические величины  $T_p^i, E_{\pi^0}^i, \theta_{\gamma\pi^0}^i, \theta_{\gamma\pi^0}^{*i}$  по двухчастичной кинематике. Проверяется условие  $T_1 \leq T_p \leq T_2$ , где  $T_1$  и  $T_2$  - граничные значения энергии протона, равные 140 МэВ и 260 МэВ, соответственно.

7. Рассчитывается путь протона в ЖВМ и вычисляются его энергетические потери в мишени.

8. Разыгрывается равномерно косинус полярного угла  $\cos \theta_{\pi^0\gamma}^{*i}$ .

в области  $[-1, +1]$  и азимутальный угол  $\varphi_{\pi^0 \chi_1}^{*i}$ ,  $\chi_1$  -кванта в области  $[0, 2\pi]$  в системе покоя  $\pi^0$ -мезона. Вычисляются необходимые углы в  $\Lambda$  -системе для проверки попадания  $\chi_1$  -кванта на входное окно  $\pi^0$ -плеча установки согласно работе [3].

Если  $\chi_1$  -квант не попадает на входное окно, то в игру включается второй  $\chi_2$  -квант, и по приведенной выше схеме проверяется его попадание в детектор.

9. Разыгрывается длина свободного пробега протона в углероде по закону

$$L_i = - \left[ \frac{\ln \chi_i}{\sigma_{\max}(T)} \right], \quad \text{где}$$

$T$  - энергия протона при рассеянии,

$$\sigma(T) = \sum_{\ell=1}^4 \sigma_{\ell}(T),$$

$$\sigma_{\ell}(T) = \int_0^{2.8} \int_{5^{\circ}}^{15^{\circ}} \frac{d\sigma_{\ell}(T, \theta, \varphi)}{d\Omega} \cdot \sin \theta d\theta d\varphi$$

$\ell = 1$  (упругое), 2 (квазиупругое), 3 (неупругое), 4 (глубоко неупругое),

$\frac{d\sigma_{\ell}(T, \theta, \varphi)}{d\Omega}$  - дифференциальные сечения  $pC$  -рассеяния в области  $(5 + 15)^{\circ}$ , позаимствованные из работы [4], в которой тип рассеяния определяется по величине теряемой протоном энергии при взаимодействии (см табл I). Величина  $\chi_i$  разыгрывается равномерно в области  $0,89, [1]$ . Нижняя граница области определяется суммарной толщиной рассеивающих углеродных пластинок.

10. По значению  $L_i$  рассчитывается энергия протона  $T_i$  в конце свободного пробега, затем по сечению  $\sigma(T_i)$  разыгрывается  $pC$  -рассеяние "методом фиктивных столкновений" [5].

II. Найденные  $(x, y, z)$ ; координаты точки взаимодействия  $pC$ , а также  $(\theta_{xp}^i, \varphi_{p\pi^0}^i)$  - углы протона поправляются с учетом многократного рассеяния протона в углероде. Учет производится в следующих условиях:

А. Многократное рассеяние рассматривается в пятимиллиметровых слоях углерода последовательно до достижения точки взаимодействия. Причем, после рассмотрения рассеяния в каждом слое, проверяется местонахождение траектории протона внутри телесного угла  $P$  - плеча установки.

Б. При вычислении угла  $\sqrt{\bar{\theta}^2}$  учитывается уменьшение энергии протона, обусловленное его  $(dE/dx)$  - потерями в углероде.

В. С длиной свободного пробега  $L_i$  сравнивается суммарная длина отдельных отрезков "ломанной траектории" протона.

По откорректированной точке взаимодействия определяется номер рассеивающей углеродной пластинки  $Y_j$ .

Отметим, что в расчете учет явлений многократного рассеяния и  $(dE/dx)$  - потерь протона производится как до акта рассеяния, так и после него, если движение протона происходит в углеродной среде.

I2. Разыгрывается тип  $pC$  -рассеяния по парциальным сечениям  $\sigma_e(T_i)$ . При квазиупругом, неупругом и глубоко неупругом взаимодействии разыгрывается равномерно теряемая протоном энергия в соответствующих областях, указанных в табл. I.

I3. Разыгрывается полярный угол рассеяния  $\theta_{pp'}$  в области  $(5 + 15)$  градусов по парциальным дифференциальным сечениям  $\frac{d\sigma_e(T, \theta, \varphi)}{d\theta}$ .

I4. Разыгрывается равномерно азимутальный угол рассеяния  $\varphi_{pp'}$  в области  $[0, 2\pi]$ .

15. Определяется место остановки протона в пробных счетчиках спектрометра  $R_k$ .

Пункты I - 15 повторяются  $N_0$  раз, и строятся гистограммы  $N(E_{\gamma}^{pcc})$ ,  $N(\theta_{\gamma p})$ ,  $N(\varphi_{p\pi^0})$ ,  $N(T_p)$ ,  $N(\theta_{\pi^*})$ ,  $N(E_{\gamma_1})$ ,  $N(R_k)$ ,  $N(Y_j)$ .

Вычисляются средние значения энергий протонов и дисперсия для гистограмм  $N(R_k)$  и  $N(Y_j)$ .

Блок-схема расчета приводится на рис.2.

### Результаты расчета

На рис.3 представлены энергетические спектры  $\gamma$ -квантов: рис.3а изображает спектр  $\gamma$ -квантов, падающих на мишень с пиковой энергией 1,36 ГэВ, а 3б - спектр начальных  $\gamma$ -квантов, регистрируемых экспериментальной установкой. Расчет спектра 3а производился по программе, описанной в работе [1].

На рис.4 дается распределение углов рождения  $\pi^0$ -мезона в СЦМ. Средний угол рождения равен  $60^\circ$ , а угловая область -  $53^\circ - 68^\circ$ .

На рис.5 представлен энергетический спектр регистрируемых фотонов от распада  $\pi^0$ -мезонов, который лежит в области (0,45 - 1,05) ГэВ.

Гистограммы, приведенные на рис. 3б, 4, 5. получены для 6640 случаев розыгрыша.

На рис.6 изображены энергетические спектры протонов, остановившихся в пробном спектрометре. Во всех энергетических спектрах протонов наблюдается некоторая асимметрия ("хвост") со стороны больших энергий, которая обусловлена неупругим рассеянием протонов с потерей энергии до 50 МэВ в углеродных пласт-

тингах. В табл.2 дается вклад неупругих рассеяний протонов в четырех спектрах  $T_{PK}$ . Значения средних энергий ( $\bar{T}_{PK}$ ) остановившихся протонов, которые рассеялись под углом  $5^\circ - 10^\circ$  в углеродных пластинках  $Y_i$ , и их дисперсии приведены в табл.3.

На рис.7 представлены распределения числа протонов от их энергии в пробежном спектрометре. Форма данного распределения в основном обусловлена зависимостью дифференциального сечения реакции  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  от энергии первичных  $\gamma$ -квантов для выбранных кинематических областей  $\Delta T_p$  и  $\Delta \Theta_{\gamma p}$ , а также телесными углами охвата  $R_K$ -счетчиков спектрометра, внутри которых производится регистрация случаев остановок протонов.

На рис.8 иллюстрируются энергетические спектры рассеянных в углеродных пластинках протонов при энергии  $T_{p3}$ . Во всех спектрах, по-прежнему, наблюдаются обусловленные неупругим рассеянием небольшие "хвосты". В спектре для  $Y_4$  резкое обрезание распределения со стороны малых энергий связано с тем, что протоны с энергией 90 МэВ и меньше отбрасывались, так как они не представляют интереса в окончательной обработке экспериментальных данных из-за малого значения анализирующей способности углерода ( $\leq 0,1$ ).

На рис.9 дается распределение числа рассеянных протонов энергии  $T_{p3}$  по углеродным пластинкам. Наблюдается сильное увеличение числа рассеянных протонов до  $Y_3$  (примерно в 3 раза), которое, в основном, обусловлено возрастанием сечения рассеяния протонов с уменьшением их энергии, что имеет место при проникновении протонов в глубь установки, и геометрическим охватом рассеянных в углеродных пластинках протонов со стороны

счетчиков спектрометра. Резкое уменьшение числа рассеянных в  $Y_4$ -пластинке протонов связано с тем, что толщина этой пластинки в 2,5 раза меньше, чем толщина  $Y_{1,2,3}$ , и в расчете отбрасывались протоны, которые при рассеянии в  $Y_4$  имели кинетическую энергию  $< 90$  МэВ.

На рис.10 представлены энергетические спектры рассеянных в  $Y_2$ -пластинке протонов для четырех энергий  $T_{p_k}$  пробегового спектрометра.

В табл.4 приведены значения средних энергий рассеянных в  $Y_j$ -углеродных пластинках протонов и их дисперсии для четырех энергий  $T_{p_k}$  спектрометра.

В заключение отметим, что описанная методика расчета, в частности, была использована для определения зависимости эффективности регистрации кумулятивных протонов от их энергии [6] в эксперименте по измерению энергетической зависимости различных параметров инклюзивной реакции  $\gamma A \rightarrow pX$  [7]. Эта зависимость иллюстрируется на рис.11.

Таблица 1.

Теряемая энергия (МэВ)	Тип рассеяния
0 - 10	квазиупругое
10 - 30	неупругое
30 - 50	глубоко неупругое

Таблица 2.

	$T_{P_1}$	$T_{P_2}$	$T_{P_3}$	$T_{P_4}$
Вклад неупруг. рассеяния в %.	18	12	11	10

Таблица 3.

Пробег	$\bar{T}_P$ (МэВ)	$\sigma(T_P)$ (МэВ)
$\bar{R}_1$	161,3	$\pm 11$
$\bar{R}_2$	181,2	$\pm 9$
$\bar{R}_3$	200,1	$\pm 11$
$\bar{R}_4$	219,9	$\pm 9$

Таблица 4.

$\bar{T}_{Y_i} \pm \sigma(T_{Y_i})$	$T_{P_1}$	$T_{P_2}$	$T_{P_3}$	$T_{P_4}$
$\bar{T}_{Y_1} \pm \sigma(T_{Y_1})$	$137.0 \pm 17$	$159.6 \pm 10$	$181.7 \pm 10$	$202.8 \pm 8$
$\bar{T}_{Y_2} \pm \sigma(T_{Y_2})$	$109.7 \pm 13$	$136.5 \pm 15$	$159.3 \pm 10$	$182.3 \pm 13$
$\bar{T}_{Y_3} \pm \sigma(T_{Y_3})$		$109.0 \pm 12$	$134.5 \pm 15$	$159.4 \pm 12$
$\bar{T}_{Y_4} \pm \sigma(T_{Y_4})$			$105.1 \pm 14$	$135.4 \pm 13$

$[\bar{T}_{Y_i}] = [\sigma(T_{Y_i})] = \text{МэВ}$



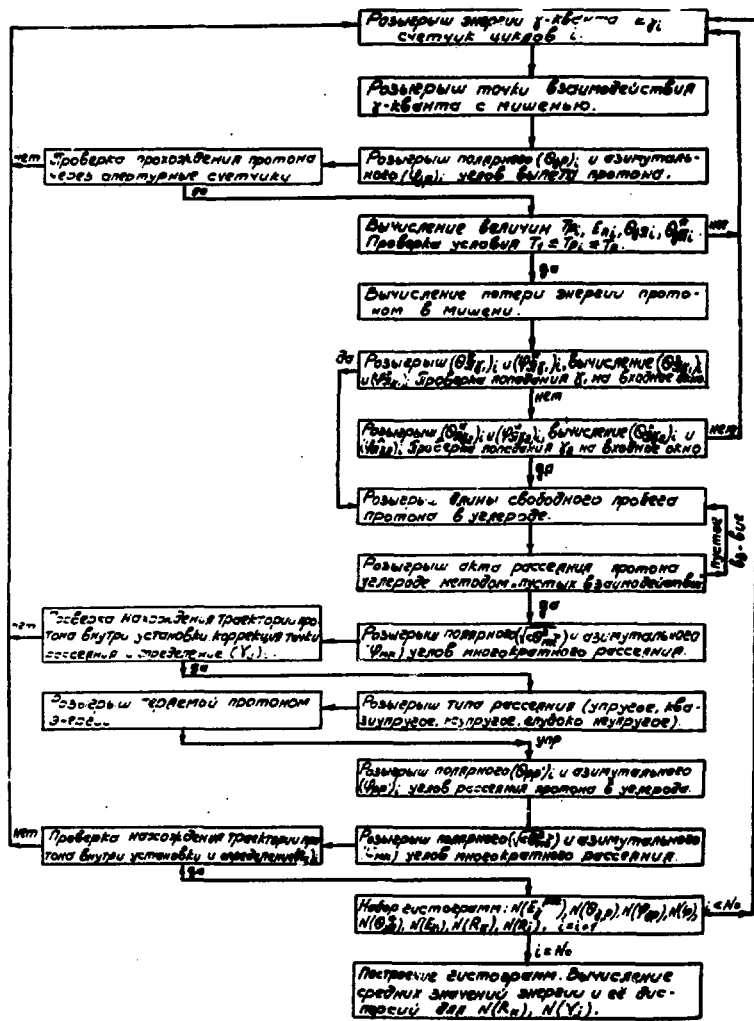


Рис.2 Блок-схема расчета.

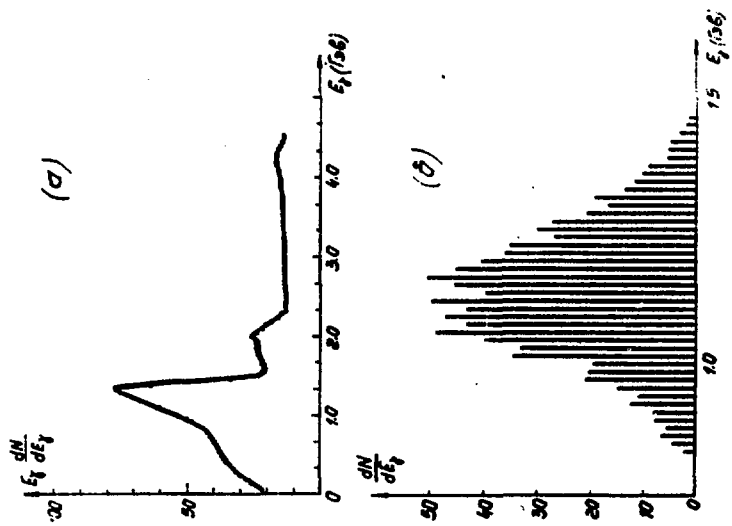


Рис.3 Энергетические спектры  $\chi$ -квантов.

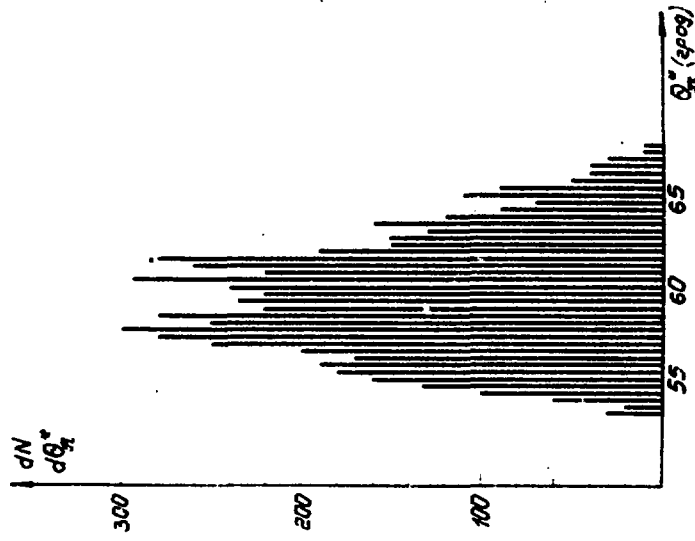


Рис.4 Спектр углов рождения  $\pi^0$ -мезонов в системе ЦМ.

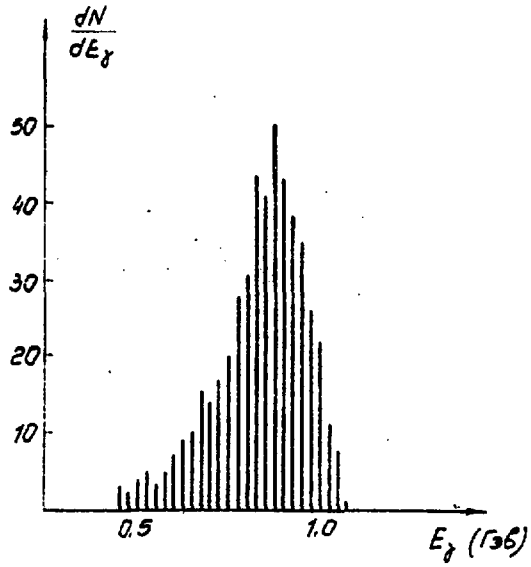


Рис.5 Энергетический спектр регистрируемых фотонов от распада  $\pi^0$ -мезонов.

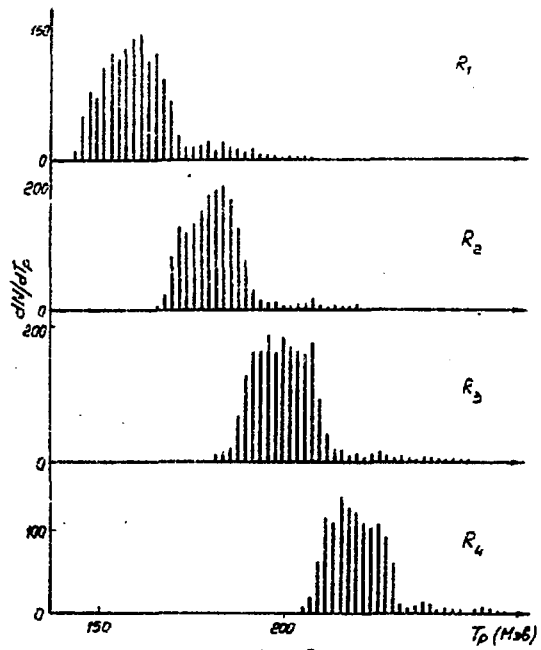


Рис.6 Энергетические спектры остановившихся протонов.

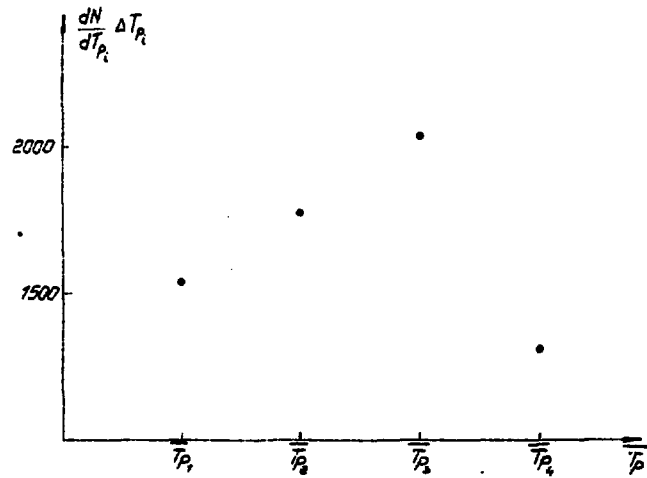


Рис.7 Распределение числа протонов от их энергии в пробном спектрометре.

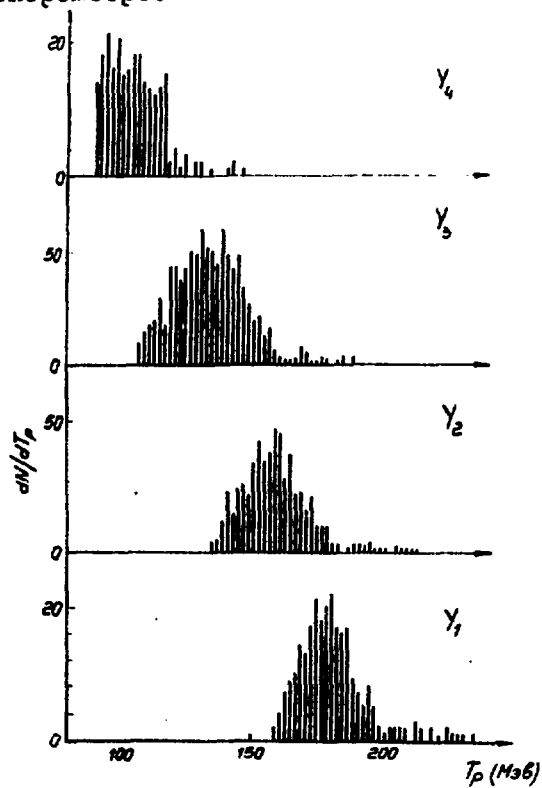


Рис.8 Энергетические спектры протонов энергии  $T_{p_2}$  при рассеянии в углеродных пластинках.

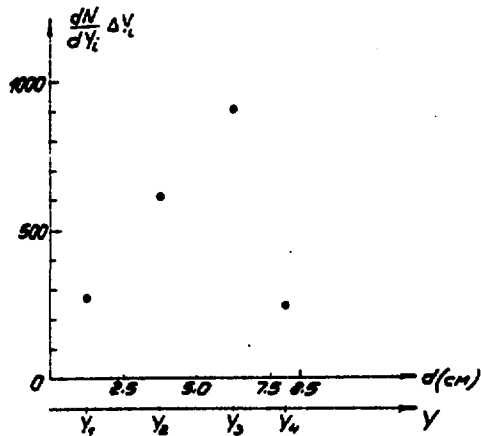


Рис.9 Распределение числа рассеянных протонов энергии  $T_{p3}$  по  $Y_j$ .

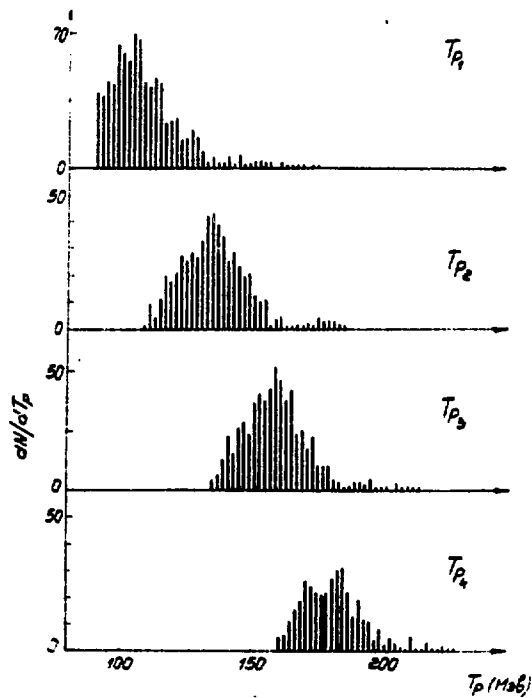


Рис.10 Энергетические спектры протонов, рассеянных в  $Y_2$  - пластинке.

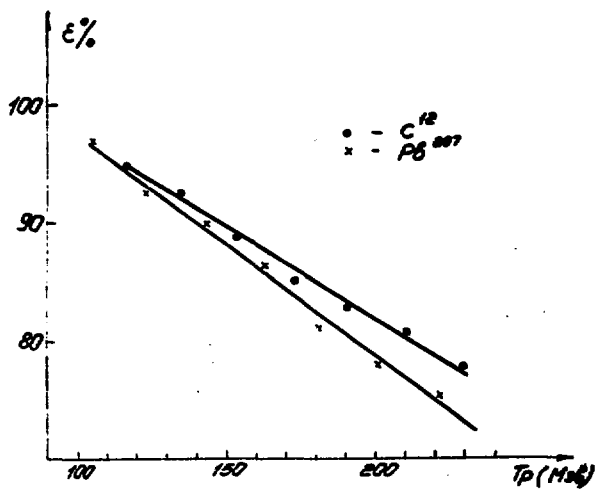


Рис. II Зависимость эффективности регистрации кумулятивных протонов установкой от их энергии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акопов Н.З., Ососков Т.А. Расчет энергетического спектра тормозного излучения на тонком монокристалле алмаза по методу Монте-Карло. Препринт ОИЯИ, П11-8410, Дубна, 1974.
2. Barton J.S., Booth P.S.L., Carrol L.J. et al. The Photoproduction of Neutral Pions from Protons Between 0.7 GeV. Preprint Daresbury Laboratory, DL/P 208, Daresbury, 1974.
3. Авакян Р.О., Акопов Н.З., Петросян Ж.В., Тароян С.П. Расчет по методу Монте-Карло эксперимента по измерению асимметрии фоторождения  $\pi^0$ -мезона поляризованными  $\gamma$ -квантами. Препринт ЕФМ-171(17)-76, Ереван, 1976.
4. Peterson V.Z. Analyzing Power of Carbon for High Energy Polarized Protons. Preprint UCRL, UCRL-10622, California, 1963.
5. Соболев И.П. Численные методы Монте-Карло. М., Наука, 1973.
6. Авакян Р.О., Авакян Э.О., Аветисян А.Э. и др. Экспериментальная установка и методика для исследования реакций  $\gamma A \rightarrow bX$  с использованием пучка квазимонохроматических поляризованных фотонов. Препринт ЕФМ-417(24)-80, Ереван, 1980.
7. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Акопов Н.З. и др. Данные по исследованию реакции  $\gamma A \rightarrow pX$  в кумулятивной области с использованием пучка квазимонохроматических поляризованных фотонов. Препринт ЕФМ-424(31)-80, Ереван, 1980.

Рукопись поступила 19-го октября 1981 г.



Редактор Л.П.Мукаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 627

ВФ- II400

Тираж 299

Препринт ЕФМ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 21/1-83г. 1,5уч.изд.л. Ц. 10 к.

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Маршаряна 2

индекс 3624